

# Нелинейная запись динамических голограмм в растворе красителя

С.М.Карпук\*, А.С.Рубанов\*\*, А.Л.Толстик\*

*Рассмотрена схема записи и восстановления на удвоенной частоте объемных динамических голограмм в случае проявления нелинейности пятого порядка. Приведены результаты экспериментального исследования дифракции лазерного излучения на пропускающей динамической решетке в растворе полиметинового красителя № 3274У. Предложена теоретическая модель, описывающая квадратичную голографическую запись и позволяющая рассчитать энергетическую эффективность преобразования частоты излучения.*

В резонансных средах вследствие насыщения поглощения наряду с кубической нелинейностью проявляются нелинейности пятого и более высокого порядков. В этом случае при разложении восприимчивости среды в ряд по гармоникам динамической решетки появляются новые компоненты, что определяет возможность дифракции считывающего луча в брэгговском режиме во второй и более высокие порядки. Проведенные эксперименты с использованием в качестве нелинейной среды газов [1,2], полупроводниковых стекол [3, 4], красителей [5] основывались на записи и считывании динамических решеток излучением одной и той же частоты, а выполнение условия Брэгга достигалось изменением угла падения считывающей волны.

В настоящей работе экспериментально исследуется дифракция лазерного излучения на квадратичных компонентах динамической решетки, записанной в растворе полиметинового красителя, при использовании для считывания излучения на удвоенной частоте. В этом случае осуществляется фазовое сопряжение с одновременным преобразованием частоты излучения [6, 7]. Динамическая голограмма записывается сигнальной ( $E_s = A_s \exp[i(\mathbf{k}_s \mathbf{r} - \omega t + \varphi_s)]$ ) и опорной ( $E_1 = A_1 \exp[i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega t + \varphi_1)]$ ) волнами, а считывается волной  $E_2 = A_2 \exp[i(\mathbf{k}_2 \mathbf{r} - 2\omega t + \varphi_2)]$ , распространяющейся навстречу опорной волне. В условиях квадратичной записи динамической голограммы, когда дифракция определяется вторыми компонентами разложения восприимчивости среды в ряд по гармоникам динамической решетки, индуцируется нелинейная поляризация  $P \sim (E_1 E_s)^2 E_2$ , ответственная за генерацию волны  $E_d$  с удвоенной частотой  $2\omega$ . Направление волны  $E_d$  определяется условием фазового синхронизма  $\mathbf{k}_d = 2\mathbf{k}_1 - 2\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_2$ . При встречном распространении плоских опорной и считывающей волн ( $\mathbf{k}_2 + 2\mathbf{k}_1 = 0$ ) индуцируемая волна  $E_d$  распространяется навстречу сигнальной волне  $E_s$ .

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Запись динамической голограммы осуществлялась

на частоте излучения лазера на алюмоиттриевом гранате (длина волны генерации  $\lambda = 1.06$  мкм, длительность импульса  $\tau = 9$  нс), соответствующей максимуму полосы поглощения раствора полиметинового красителя 3274У в изобутиловом спирте (интенсивность просветления  $\sim 13$  МВт/см<sup>2</sup>, время жизни молекул в возбужденном состоянии  $\sim 10$  пс [8]). Голограмма восстанавливалась второй гармоникой излучения того же лазера ( $\lambda = 0.532$  мкм), которая практически не поглощается раствором красителя. Диафрагма  $\varnothing 3$  мм вырезала пространственно-однородную часть излучения. Спектроделитель 3 и зеркала 8 формировали сигнальную и опорную волны. С помощью зеркала 4 считывающая волна направлялась навстречу опорной. Фильтры 6 позволяли изменять суммарную интенсивность записывающего излучения. Угол ( $\sim 90$  мрад) между направлением попутной волны накачки и сигнальным пучком практически обеспечивал перекрытие взаимодействующих волн по всей длине кюветы с раствором красителя ( $L = 0.5$  см).

Интенсивность опорной волны контролировалась измерителем энергии лазерного излучения. Для измерения энергетической эффективности преобразования излучения (отношения интенсивностей дифрагировавшего и считывающего пучков) использовалась регистрирующая система на основе фотодиодов 5 и импульсных цифровых вольтметров.

Зависимость дифракционной эффективности динамической голограммы  $\xi = I_d/I_2$  от интенсивности опорной волны  $I_1$  (в эксперименте  $I_1 = I_s$ ), полученная при оптической плотности раствора красителя  $k_0 L = 3$  ( $k_0$  – начальный коэффициент поглощения), представлена на рис. 2.

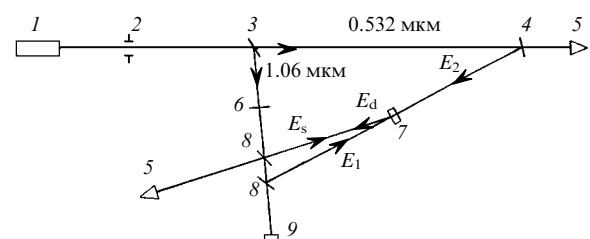


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 – лазер; 2 – диафрагма; 3 – спектроделитель; 4, 8 – зеркала; 5 – система регистрации; 6 – светофильтры; 7 – кювета с раствором красителя; 9 – измеритель энергии лазерного излучения.

\*Белорусский государственный университет, 220050 Минск, пр-т Фр.Скорины, 4

\*\*Институт физики АН Белоруссии, 220072 Минск, пр-т Фр.Скорины, 70

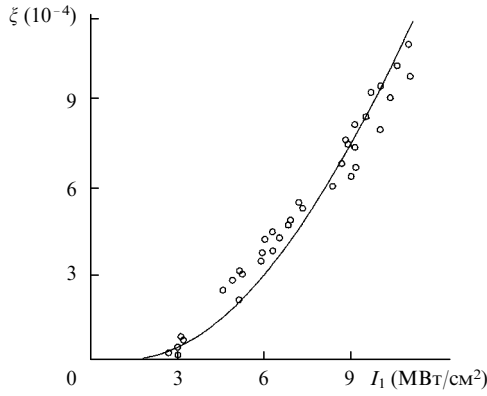


Рис.2. Экспериментальная (точки) и расчетная (сплошная кривая) зависимости дифракционной эффективности  $\xi$  от интенсивности записывающих голограмму волн  $I_1$ .

Достигнутые коэффициенты преобразования  $\xi \sim 10^{-3}$  на три порядка выше, чем при записи динамических голограмм в полимерах с использованием резонансного двухфотонного поглощения [6].

Теоретический анализ дифракции на квадратично записанных динамических голограммах проведем на примере трехуровневой модели резонансной среды, которая учитывает излучательные и безызлучательные переходы в основном и в возбужденном синглетных каналах  $S_0 - S_1$ ,  $S_1 - S_2$  и может быть использована для описания полиметинового красителя 3274У [9].

Принимая во внимание, что в эксперименте интенсивность записывающих голограмму волн не превышает интенсивность просветления основного канала  $S_0 - S_1$ , теоретический анализ проведем без учета просветления в возбужденном канале  $S_1 - S_2$ . Предполагается, что среда поглощает излучение на частоте  $\omega$  и прозрачна на удвоенной частоте. Тогда формирование дифрагировавшей волны будет определяться дифракцией считывающей волны  $E_2$  на тепловой динамической решетке, записанной сигнальной и опорной волнами. В указанном приближении нелинейные восприимчивости  $\chi(\omega)$  и  $\chi(2\omega)$ , определяющие запись и считывание динамической голограммы, имеют вид [10]

$$\chi(\omega) = \frac{n_0 \kappa_0}{2\pi} \left( \frac{\hat{\theta}_{12}}{B_{12}} - \frac{\hat{\alpha}I - b_t I^2}{1 + JI} \right), \quad (1)$$

$$\chi(2\omega) = \frac{n_0 \kappa_0}{2\pi} \frac{a_t I + b_t I^2}{1 + JI}, \quad (2)$$

где  $I = I_1 + I_s + 2\sqrt{I_1 I_s} \cos[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_s)\mathbf{r} + \varphi_1 - \varphi_s]$  – интенсивность интерференционного поля;  $\hat{\alpha} = (\hat{\theta}_{12} + \hat{\theta}_{21} - \hat{\theta}_{23})/vP_{21} - a_t$ ;  $a_t = \sigma(1 - \mu_{12})$ ;  $J = (B_{12} + B_{21})/vP_{21}$ ;  $b_t = \sigma B_{23}(1 - \mu_{32})/vP_{21}$ ;  $\sigma = 2\omega(dn/dT)t/cc_p$ ;  $dn/dT$  – термооптический коэффициент;  $c_p$  – теплоемкость единицы объема;  $t$  – время;  $\hat{\theta}_{jl}(\omega) = \theta_{jl}(\omega) + iB_{jl}(\omega)$  – комплексная функция, описывающая спектральные свойства резонансного перехода  $j - l$  ( $j, l = 1, 2, 3$  – номера энергетических уровней  $S_0, S_1, S_2$ );  $\theta_{jl}(\omega)$  связано дисперсионными соотношениями с коэффициентом Эйнштейна  $B_{jl}(\omega)$ ;  $P_{21}$  – суммарная вероятность спонтанных и безызлучательных переходов в канале  $S_1 - S_0$ ;  $\mu_{21}, \mu_{32}$  – квантовые выходы люминесценции;  $v = c/n_0$  – скорость света в среде;  $n_0$  – показатель преломления без учета рассматриваемых резонансных переходов (определяется растворителем);  $\kappa_0$  – линейный коэффициент экстинкции.

В условиях квадратичной записи голограмм для схемы попутного распространения сигнальной и опорной волн система уравнений, описывающих формирование дифрагировавшей волны на удвоенной частоте, имеет вид [7]

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_{1,s}}{\partial z} &= i \frac{2\pi\omega}{cn_0} \left( E_{1,s}\chi_0(\omega) + E_{s,1}\chi_{\pm 1}(\omega) \right), \\ \frac{\partial E_{2,d}}{\partial z} &= -i \frac{4\pi\omega}{cn_0} \left( E_{2,d}\chi_0(2\omega) + E_{d,2}\chi_{\mp 2}(2\omega) \right), \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\chi_m = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \chi(\zeta) \exp(-im\zeta) d\zeta$$

– компоненты разложения нелинейной восприимчивости среды  $\chi$  в ряд Фурье по гармоникам решетки  $\zeta = (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_s)\mathbf{r}$ . С использованием (1), (2) систему уравнений (3) можно преобразовать к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_{1,s}}{\partial z} &= \frac{ik_0}{2} f_{1,s} E_{1,s}, \\ \frac{\partial E_{2,d}}{\partial z} &= -ik_0 \left\{ \psi E_{2,d} + \phi \exp[\mp i2(\varphi_1 - \varphi_s)] E_{d,2} \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $k_0 = 2\omega\kappa_0/c$  – начальный коэффициент поглощения;

$$\begin{aligned} f_{1,s} &= \frac{\hat{\theta}_{12}}{B_{12}} + \frac{b_t(I_{1,s} + 2I_{s,1})}{J} - \frac{\hat{\alpha} + b_t/J}{J} \left( 1 - \frac{1}{A} \right. \\ &\quad \left. + \frac{2JI_{s,1}}{A(1 + J(I_1 + I_s) + A)} \right); \end{aligned}$$

$$\psi = \frac{b_t(I_1 + I_s)}{J} + \frac{a_t - b_t/J}{J} \left( 1 - \frac{1}{A} \right);$$

$$\phi = \frac{a_t - b_t/J}{J} \left( \frac{1}{A} - \frac{2(1 + J(I_1 + I_s))}{A(1 + J(I_1 + I_s) + A)} \right);$$

$$A = \left( 1 + 2J(I_1 + I_s) + J^2(I_1 - I_s)^2 \right)^{1/2};$$

$I_{1,s} = cn_0|E_{1,s}|^2/8\pi$  – интенсивности опорной и сигнальной волн.

Коэффициенты  $f_1, f_s$  учитывают как модуляцию коэффициента поглощения и показателя преломления из-за просветления среды в интерференционном поле опорной и сигнальной волн, так и перерасеяние волн на ими же записанной амплитудно-фазовой решетке,  $\psi$  описывает самовоздействие, а  $\phi$  – параметрическую связь считывающей и дифрагировавшей волн.

Численный анализ системы уравнений (4) проводился при параметрах среды и излучения, отвечающих условиям эксперимента:  $n_0 = 1.36$ ,  $\tau = 9$  нс,  $(dn/dT)c_p^{-1} = -1.5 \cdot 10^{-4}$  см<sup>3</sup>/Дж,  $B_{23}/B_{12} = 0.43$ , квантовые выходы люминесценции в основном и возбужденном каналах близки к нулю ( $\mu_{21} = 0.003$ ,  $\mu_{32} = 0.0001$ ) [8, 9, 11]. Зависимость дифракционной эффективности от интенсивности записывающих голограмму волн на входе в нелинейную среду  $I_1 = I_s$  представлена на рис.2 с нормировочным коэффициентом 1/3, учитывающим то, что решение данной системы уравнений дает дифракционную эффективность в конце импульса, а в эксперименте измерялась средняя по всему импульсу эффективность [12].

Таким образом, теоретическое и экспериментальное исследования дифракции излучения с удвоенной частотой на динамической голограмме в условиях проявления нелинейности записи показывает, что рассмотренная схема взаимодействия может быть использована в системах визуализации когерентных ИК изображений, а также для измерения нелинейной восприимчивости пятого порядка.

Настоящая работа была частично поддержана Белорусским республиканским Фондом фундаментальных исследований и Международной соросовской программой образования в области точных наук.

1. Raj R.K., Gao Q.F., Bloch D., Ducloy M. *Optics Comms*, **51**, 117 (1984).
2. Tabosa J.W.R., Cesar C.L., Ducloy M., Rios Leite J.R. *Optics Comms*, **67**, 240 (1988).
3. Blouin A., Denariez-Roberge M.-M., Galarneau P. *Optics Comms*, **72**, 249 (1989).
4. Blouin A., Galarneau P., Denariez-Roberge M.-M. *J.Opt.Soc.Amer. B*, **8**, 578 (1991).
5. Blouin A. Denariez-Roberge M.-M. *IEEE J.Quantum Electron.*, **29**, 227 (1993).
6. Charra F., Nunzi J.-M. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **8**, 570 (1991).
7. Карпук С.М., Рубанов А.С., Толстик А.Л. *Оптика и спектроскопия*, **80**, 313 (1996).
8. Масалов А.В., Петухов В.А., Тимохович Н.В., Водоватов Л.Б., Горбунков М.В. *Квантовая электроника*, **18**, 749 (1991).
9. Прохоренко В.И., Мелищук М.В., Тихонов Е.А. *Укр.физ.ж.*, **30**, 1480 (1985).
10. Кабанов В.В., Рубанов А.С., Толстик А.Л. *Квантовая электроника*, **15**, 1681 (1988).
11. Васильева М.А., Гульбинас В.Б., Кабелка В.И., Масалов А.В., Сырус В.П. *Квантовая электроника*, **10**, 415 (1983).
12. Garrett M.H., Hoffman H.J. *J.Opt.Soc.Amer.*, **73**, 617 (1983).

**S.M.Karpuk, A.S.Rubanov, A.L.Tolstik. Nonlinear formation of dynamic holograms in a dye solution.**

A scheme for the formation and reconstruction, at the doubled frequency, of volume dynamic holograms is considered in the case of the fifth-order nonlinearity. The results are given of an experimental investigation of the diffraction of laser radiation by a transmission dynamic grating formed in a solution of polymethine dye No. 3274U. A theoretical model is proposed for describing quadratic hologram formation and suitable for calculation of the energy efficiency of conversion of the radiation frequency.